



Università degli Studi di Padova

DIPARTIMENTO DI FISICA E ASTRONOMIA "GALILEO GALILEI"

Corso di Laurea Triennale in Astronomia

TESI DI LAUREA TRIENNALE

**Il problema dell'inclinazione
nelle galassie Narrow-Line Seyfert 1**

Laureando:
Amelia Vietri

Relatore:
Stefano Ciroi

Correlatore:
Marco Berton

Anno Accademico 2017/2018

Ad un altro tipo di stelle...

Indice

1	AGN: Nuclei Galattici Attivi	5
1.1	Cenni storici	5
1.2	Struttura fisica	7
1.3	Modello Unificato	10
2	NLS1: Narrow-line Seyfert 1	15
2.1	Introduzione	15
2.2	"Inclinazione o evoluzione, questo è il dilemma."	17
2.3	Complessità nei raggi X	20
3	Analisi dati	23
3.1	Riduzione spettri	23
3.2	Misura della FWHM($H\beta$)	26
3.3	Decomposizione del profilo di riga	28
3.4	Momento del secondo ordine e test K-S	30
4	Discussione e conclusioni	35
4.1	Profili di riga	35
4.2	$[O\ III]\lambda 5007$	38
4.3	σ_{broad} e test K-S	39
4.4	Conclusioni	41

Capitolo 1

AGN: Nuclei Galattici Attivi

Le galassie, agglomerati di stelle, polveri e gas, sono le strutture principali di cui si compone l'Universo. Le più luminose tra queste sono i cosiddetti Nuclei Galattici Attivi (o AGN dall'inglese Active Galactic Nuclei), i quali presentano nelle loro regioni centrali emissioni non correlate all'attività stellare. La peculiarità di questi oggetti riguarda non solo l'ingente quantità di energia irradiata ma anche il fatto che essa venga emessa lungo tutto lo spettro elettromagnetico, dai raggi γ alle onde radio. Alla base di questo straordinario meccanismo vi è la presenza di un buco nero supermassiccio (SMBH ovvero super massive black hole) che agisce da motore centrale permettendo la formazione di un disco di accrescimento e la successiva emissione di radiazione.

1.1 Cenni storici

Agli inizi del 1900 la ricerca astronomica era focalizzata sulle nebulose a spirale: non era chiaro se la loro natura fosse quella di nebulose gassose o di distanti agglomerati di stelle. Dall'analisi degli spettri sarebbe stato possibile trovare una soluzione al problema: uno spettro a righe di emissione avrebbe indicato le nebulose gassose e uno spettro continuo un insieme di stelle.

Nel 1908 E. A. Fath compì dall'Osservatorio di Lick le prime osservazioni ottiche della nebulosa a spirale NGC1068 che contrariamente agli altri oggetti mostrava, sovrapposte agli assorbimenti stellari, righe in emissioni molto brillanti (e.g. Fath, 1909). Questo, di fatto, sanciva la scoperta di una nuova tipologia di oggetti, ma la categorizzazione di questi come galassie attive si sarebbe fatta attendere anco-



Figura 1.1: Immagine di NGC1068, ovvero M77, prima galassia di cui furono osservati gli spettri a righe di emissione.

ra degli anni.

Successivamente, anche V.M. Slipher dall'Osservatorio Lowell (1917) e lo stesso Edwin Hubble (1926) confermarono la presenza di queste righe dall'analisi degli spettri dei nuclei di tre nebulose a spirale: NGC 1068 (in Figura 1.1), NGC 4051 ed NGC 4151 (e.g. Slipher, 1917; Hubble, 1926). Il dibattito era però ancora aperto. Il primo astronomo a compire una classificazione vera e propria di questa nuova classe di oggetti fu Carl Seyfert nel 1943 (e.g. Seyfert, 1943).

Selezionando un gruppo di galassie in base alla loro brillantezza superficiale e ottenendo i loro spettri, Seyfert notò che alcune di queste (NGC1086, NGC1275, NGC3516, NGC4051, NGC4151 e NGC7469) erano dominate da righe di emissione ad alta eccitazione nucleare oltre che esibire o un profilo largo (Seyfert 1) o un profilo stretto (Seyfert 2) (e.g. Khachikian & Weedman, 1974).

Nel frattempo, agli inizi degli anni '30 i lavori di Karl Jansky, ingegnere della Bell Telephone, avevano portato alla nascita della radio astronomia e sempre più scienziati si erano cimentati nello studio di oggetti che nonostante le straordinarie distanze risultavano ancora visibili (e.g. Jansky, 1933). Caso eclatante fu quello di Cygnus A (e.g. Baade & Minkowski, 1982) la quale risultava visibile nonostante i suoi 31 Mpc di distanza; la sua peculiarità dipendeva anche dal fatto che fosse più luminosa in radio che non nel visibile. Nel 1963 Schmidt osservò un oggetto piccolissimo (meno di 1 kpc) e lontanissimo (500 Mpc): la galassia ad alto redshift ($z = 0.158$) 3C 273 la quale esibiva un getto energetico di 50 kpc (e.g. Greenstein & Schmidt, 1964). Questa assieme ad altre sorgenti, trovate da

Minkowski e Sandage agli inizi degli anni 60, erano accomunate dall'essere molto distanti, piccole ed estremamente luminose nella banda radio tanto da venir così chiamate QUASAR ovvero "quasi stellar radio sources" (e.g. Sandage, 1964; Baum & Minkowski, 1960). Possedendo lo spettro con le tipiche righe di emissione delle Galassie di Seyfert apparve chiaro che questi oggetti facessero tutti parte di una nuova categoria: i Nuclei Galattici Attivi. Restava comunque irrisolta la questione del 'motore centrale' che li alimentava. Woltjer (1959) ipotizzò che qualcosa di molto massivo giacesse entro i 100 pc dal centro ma solo dopo le prime verifiche sperimentali della teoria della relatività generale e della teoria evolutiva delle stelle si comprese che non le stelle super massive bensì i buchi neri fossero i responsabili del fenomeno che caratterizza questi oggetti: la straordinaria quantità di energia irradiata (e.g. Woltjer, 1959; Salpeter, 1964; Lynden-Bell, 1969; Zel'dovich & Novikov, 1964).

1.2 Struttura fisica

La peculiarità dei Nuclei Galattici Attivi risiede non solo nelle proprietà fisiche ma anche nella varietà di tipologie esistenti. Appena dopo la scoperta di questa nuova classe di oggetti sorse spontanea la questione del perché essi si manifestassero in differenti modalità esibendo parametri così diversi.

Si identificano infatti differenze osservative nello spettro (alcuni AGN esibiscono forti righe in emissione, in altri queste possono essere del tutto assenti), in luminosità bolometrica e nell'intervallo di frequenze in cui viene irradiata l'energia (più di 10 ordini di grandezza).

Queste differenti caratteristiche sono espressione di differenti oggetti o rappresentano un'unica classe di nuclei attivi?

Dopo varie prove perpetrate negli anni di raggruppare in categorie più sottoclassi di AGN e notando che queste sovente s'intersecavano fra loro, nel 1993 Antonucci unificò questi tentativi stilando un modello che tenesse conto delle differenze in orientazione e oscuramento (e.g. Antonucci, 1993).

Lo scopo di questo paragrafo sarà quello di illustrare la struttura fisica comune a tutti gli AGN descritta nel Modello Unificato. Secondo questo modello gli AGN si dividono in due principali categorie: con getto relativistico, oppure senza (Padovani, 2017). Questi corrispondono, nel modello classico, a radio-brillanti

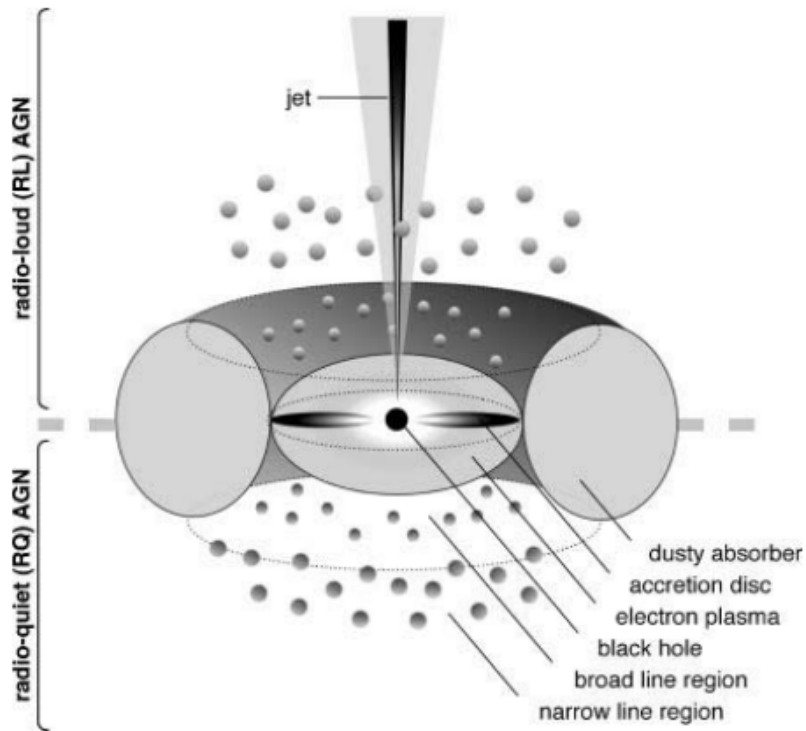


Figura 1.2: Rappresentano della struttura fisica di un AGN secondo il Modello Unificato (Beckmann & Shrader, 2012).

(radio-loud) e radio-quiete (radio-quiet). In ciascuna di queste categorie, il principale attore è l'inclinazione. Un AGN appare diverso se osservato a diversi angoli. L'origine di questa differenza risiede nella visibilità o meno delle diverse componenti emissive che circondano il SMBH e che sono: il disco di accrescimento, la broad-line region (BLR), il toro molecolare, la narrow-line region (NLR) e i getti relativistici (jets).

- **SMBH:** il buco nero è una regione dello spaziotempo così densa e compatta da generare un campo gravitazionale intenso a tal punto da intrappolare tutta la materia che si trova confinata in esso. L'orizzonte degli eventi determina il confine nel quale luce e materia cadono verso il buco nero senza riemergere. Qualsiasi informazione che riguardi un evento entro il limite dell'orizzonte non può essere comunicato ad un osservatore al di fuori di esso. Nella regione che lo circonda lo spazio è distorto tanto che i cammini delle particelle vengono deviati verso di questo; anche il tempo viene percepito diversamente, tutti i processi appaiono rallentati per un osservatore

posto all'infinito. Un oggetto che cade dentro il buco nero verrà 'stirato' dalle forze mareali dovute al grande campo gravitazionale. Dato che non emette radiazione, il buco nero non può essere osservato direttamente, la sua presenza viene dedotta dall'interazione con la materia che si trova attorno ad esso. In generale il valore della massa dei buchi neri negli AGN può spaziare dalle $10^5 M_\odot$ (NGC4395) alle $10^{10} M_\odot$ (3C 273).

- **Disco di accrescimento:** l'attrazione gravitazionale generata dal buco nero fa in modo che le particelle dell'ambiente circostante si dispongano in una struttura discoidale (per la conservazione del momento angolare) detta disco di accrescimento. L'attrito dovuto alle interazioni viscosi tra le particelle porta al riscaldamento della materia in movimento che diviene plasma e produce un forte campo magnetico. La conversione di energia potenziale gravitazionale in radiazione elettromagnetica avviene quando il materiale del disco accelerando nel campo magnetico produce radiazione di sincrotrone ma anche emissione in ottico, UV e nei raggi X. L'energia, per unità di massa M , disponibile dalla conversione si definisce come:

$$E = \eta \times M \times c^2 \quad (1.1)$$

ove η rappresenta l'efficienza. La luminosità emessa dalla regione centrale ($L = dE/dt$) definisce il tasso con cui l'energia viene rifornita al nucleo tramite l'accrescimento. L'efficienza risulta quindi:

$$\eta = \left(\frac{L_{\text{bol}}}{\dot{M} \times c^2} \right) \quad (1.2)$$

ove L_{bol} è la luminosità bolometrica e $\dot{M} = dM/dt$ è il tasso di accrescimento. L'accrescimento è limitato dagli effetti della pressione di radiazione dovuti al plasma. Questo limite dipende dalla massa dell'oggetto compatto e dall'opacità media del materiale che precipita sul buco nero.

- **BROAD-LINE REGION (BLR):** l'emissione proveniente dal buco nero e dal disco di accrescimento ionizza la regione compatta più esterna (di dimensione inferiore a 0.1 pc) di gas denso ($N_e \geq 10^9 \text{ cm}^{-3}$). Quest'ultima produce righe di ricombinazione allargate, dovute all'ingente velocità di rotazione nel forte campo gravitazionale, e quindi viene denominata broad-line region (BLR). La densità elevata di questa zona non permette

la formazione di righe proibite dovute ad un popolamento per urto. La dispersione di velocità dei profili di riga è pari a diverse migliaia di km s^{-1} .

- **Toro molecolare:** regione composta da polveri e gas molecolari di forma toroidale che circonda la broad-line region. Le sue dimensioni vanno dall'ordine dei parsec per il raggio interno alle centinaia di parsec per il raggio esterno. Essendo una zona otticamente spessa ma trasparente in radio causa l'oscuramento delle zone interne nel momento in cui la linea di vista lo attraversa.
- **NARROW-LINE REGION (NLR):** è una regione localizzata a grandi distanze ($1 \text{ pc} < r < 1 \text{ kpc}$) dal nucleo ed al pari della BLR è direttamente esposta alla sua radiazione nonostante la sua densità sia più bassa ($\rho_{NLR} = 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$). Composta da gas, sebbene questo sia ancora ionizzato e produca righe in emissione, possiede una velocità considerevolmente più bassa e una densità elettronica tipica degli ambienti nebulari ($10^3 \text{ cm}^{-3} < N_e < 10^6 \text{ cm}^{-3}$). Esso irradia quindi sia righe permesse che proibite con stretti profili Doppler, dando vita a quella che viene chiamata narrow-line Region (NLR).
- **Getto relativistico:** i jets sono fuoriuscite di plasma estremamente energetici e altamente collimati, prodotti dal disco di accrescimento. Essi possono estendersi per centinaia di kpc o addirittura Mpc nello spazio, sempre mantenendo un alto tasso di collimazione. I getti sono molto brillanti nelle osservazioni radio, ove l'interferometria riesce a risolverli in dettaglio. Questi sono presenti nel 10% degli AGN, i cosiddetti radio-loud, che sono caratterizzati da un continuo non termico (radiazione di sincrotrone) dovuto alla popolazione di particelle cariche che risiede nel jet.

1.3 Modello Unificato

È ora possibile una trattazione del Modello Unificato che concerna la descrizione delle varie categorie di AGN.

Per più di 50 anni la principale classificazione è stata legata all'emissione radio e gli AGN venivano divisi in radio-loud e radio-quiet (Sandage et al., 1965).

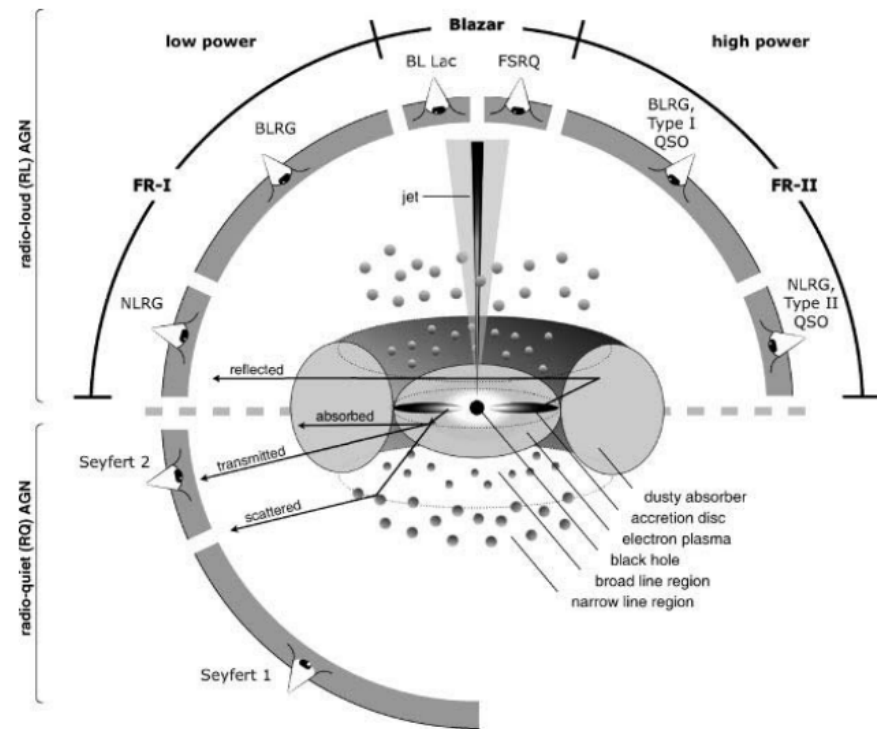


Figura 1.3: Classificazione degli AGN secondo il Modello Unificato. (Beckmann & Shrader, 2012).

Padovani (2017) suggerisce una nuova classificazione che tenga conto delle caratteristiche fisiche oltre che di quelle osservative e secondo la quale gli AGN si dividono in:

- AGN senza getto relativistico
- AGN con getto relativistico

In base a differenze spettroscopiche, della prima categoria fanno parte:

- **Sy1**: in questi AGN lo spettro mostra righe di ricombinazione larghe, con profili corrispondenti a campi di velocità che eccedono i 1000 km s^{-1} in Full Width at Half Maximum (FWHM) dall'H, He, o da altre righe permesse di ioni pesanti come Fe II, C IV e il Si IV, insieme a righe proibite con profilo stretto. La presenza di righe larghe fa sì che questi oggetti siano classificati come AGN di Tipo 1.
- **Sy2**: gli AGN di Tipo 2 come quegli oggetti il cui spettro presenta sia righe permesse che proibite con profilo stretto.

- **LINERs**: dall'inglese Low Ionization Nuclear Emitting Region, sono sorgenti con un inefficiente tasso di accrescimento e le cui righe di emissione proibite più intense esibiscono un profilo più stretto e con un più basso grado di ionizzazione di quello delle Seyfert. Non è ancora chiaro se esse siano davvero una classe di AGN o AGN con accrescimento inefficiente. Non verranno però approfonditi ulteriormente in questo lavoro.

Le galassie di Seyfert rappresentano la classe più comune di AGN nell'Universo locale. Il loro nucleo è identificabile con quello dei quasar (sorgenti radio che in ottico esibiscono uno spettro simile a quello di stelle blu) e ad oggi risulta chiaro che la diversa classificazione tra le due tipologie dipenda unicamente da un effetto di selezione. I quasar vengono identificati come oggetti più brillanti ($M_b < -21.5 + 5\log h_0$) e quindi visibili a maggiori distanze mentre a causa di una minore luminosità ($M_b < -21.5 + 5\log h_0$) le Seyfert sono osservabili solo a minori distanze (e.g. Schmidt & Green, 1983). Gli spettri delle Seyfert presentano righe di ricombinazione con profilo largo e righe proibite con alto grado di ionizzazione; la presenza o l'assenza di righe permesse in emissione le suddivide in due sottocategorie: Seyfert 1 (Sy1) e Seyfert 2 (Sy2) (Khachikian & Weedman, 1974).

Le Sy1 presentano sia righe strette (in inglese narrow lines) proibite che righe larghe (in inglese broad lines) permesse, le Sy2 invece esibiscono solo righe strette. Secondo il modello unificato le Sy2 sono semplicemente Sy1 in cui la componente broad, la quale è l'unica ad essere variabile su tempi scala umani, non è visibile a causa dell'oscuramento. E' stato osservato che le sorgenti di Tipo 1 sono più brillanti e comunemente mostrano un eccesso termico negli UV, mentre in quelle di Tipo 2 non è visibile il continuo del disco ed è predominante il contributo della galassia ospite.

Se la struttura centrale è parzialmente oscurata da una distribuzione otticamente spessa di materia ovvero il toro molecolare che circonda le regioni centrali, come supportato da evidenze sperimentali (Antonucci & Miller, 1985), la differenza tra Tipo 1 e Tipo 2 viene consistentemente spiegata dal fatto che la nostra linea di vista, rispettivamente può o non può raggiungere le regioni centrali, senza essere intercettata dal materiale circostante: questo ragionamento è alla base del Modello Unificato degli AGN (Figura 1.4).

L'assenza di righe larghe in emissione nel caso delle Seyfert2 è dovuta proprio ad una visione di taglio degli AGN: la linea di vista punta nella direzione del toro che oscura la BLR. Le Seyfert1 osservate di faccia invece non presentano alcuno oscuramento di questa regione e perciò possiedono spettri con righe larghe oltre che le consuete righe strette.

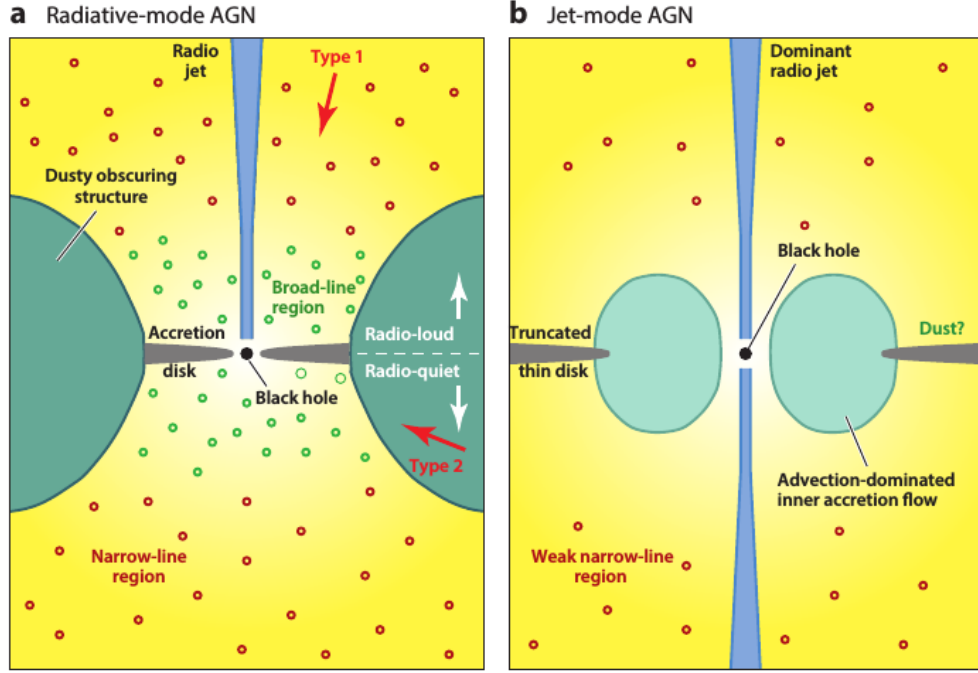


Figura 1.4: Classificazione degli AGN secondo il Modello Unificato. (Heckman & Best, 2014).

Della seconda categoria fanno invece parte:

- **Blazar:** sono AGN in cui la linea di vista cade dentro al getto relativistico. In generale mostrano una variabilità nel continuo a tutte le lunghezze d'onda, molto ampia su tempi scala davvero brevi (minuti).
- **Radio galassie:** vengono identificate con galassie giganti e con quasars. Le radio galassie in alcuni casi presentano spettri ottici tipici degli AGN e sono classificate come BLRG (Broad-Line Radio Galaxies) e NLRG (Narrow-Line Radio Galaxies) analoghe alle Sy1 e Sy2.

Questi AGN si distinguono in base all'efficienza dell'accrescimento e alla densità dell'ambiente. Questa differenza si traduce nelle due classi di blazar e

radiogalassie. Quando il primo risulta efficiente ed il secondo denso troviamo rispettivamente:

- **Flat-spectrum radio quasar (FSRQ)**: lo spettro ottico presenta righe di emissione con larghezza equivalente maggiore di 5 \AA .
- **Fanaroff-Riley (FR) II**: le radio galassie più luminose, si dividono in BLRG (Tipo 1) e NLRG (Tipo 2).

in caso contrario si hanno:

- **BL Lacertae objects (BL Lac)**: lo spettro ottico presenta righe di emissione con larghezza equivalente minore di 5 \AA , ed è dominato dal continuo di sincrotrone.
- **FR I**: le radio galassie più deboli che a volte presentano spettri ottici di bassa ionizzazione.

Secondo questa visione tutti gli oggetti che possiedono un core radio quasi stellare possono emettere getti relativistici che puntano nella nostra direzione come nel caso dei blazars, o con angolazioni più ampie come nel caso delle radio galassie. Le due classi FR I e FR II simboleggiavano una differenza in classi di luminosità (Fanaroff & Riley, 1974), oggi però ci si riferisce a FR_{HERG} (high-excitation radio galaxies) e FR_{LERG} (low-excitation radio galaxies) che caratterizzano rispettivamente sorgenti con accrescimento efficiente e inefficiente, come descritto in precedenza (Best & Heckman, 2012; Giommi et al., 2012).

Nel 1995 Urry e Padovani completarono il modello studiando lo scenario evolutivo e dando una spiegazione al perché le FR I fossero vicine come popolazione ai BL Lac mentre gli FSRQ fossero una sotto classe delle FR II (Urry & Padovani, 1995). La soluzione prevede che gli FSRQ si evolvano nei BL Lac, diventando più deboli nelle righe e incrementando il continuo (Vagnetti et al., 1991).

Giungendo alle conclusioni, risulta chiaro come il modello attuale sia frutto di decenni di teorie, supportate da evidenze sperimentali, e di successive smentite e riformulazioni nell'intento di catalogare secondo precisi dettami queste peculiari sorgenti. Ad oggi restano però numerosi punti irrisolti. Uno di questi sono le galassie narrow-line Seyfert 1 (NLS1).

Capitolo 2

NLS1: Narrow-line Seyfert 1

2.1 Introduzione

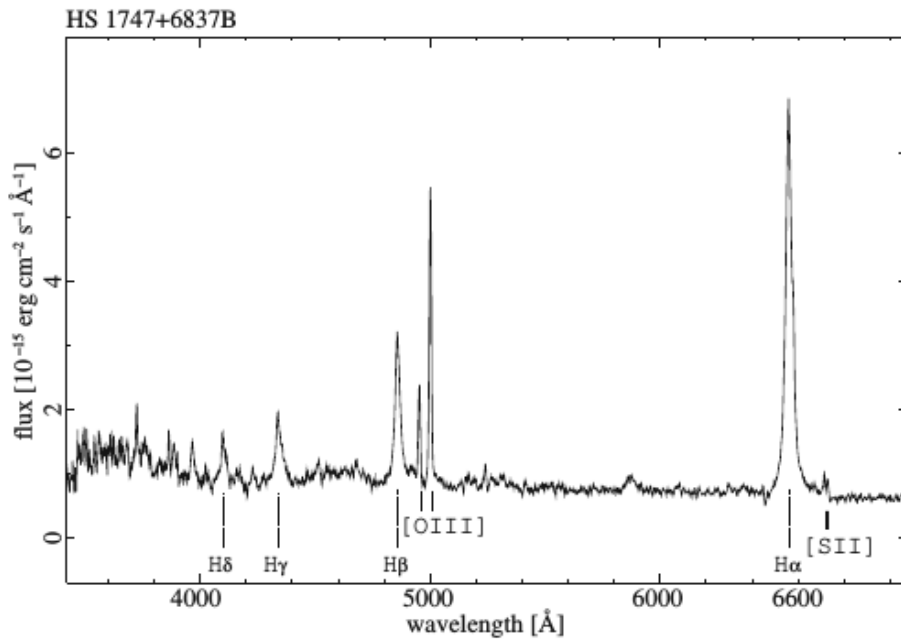


Figura 2.1: Tipico spettro di una NLS1 (Beckmann & Shrader, 2012).

Descritte per la prima volta da Osterbrock & Pogge nel 1985 (Osterbrock & Pogge, 1985), le NLS1 sono una particolare tipologia di galassie di Seyfert. Si distinguono dalle Sy1 per lo spettro caratterizzato da righe permesse strette (leggermente più larghe di quelle delle Sy2) e da righe relative alle transizioni proibite poco più larghe (Pogge, 2011). Vengono identificate da una $\text{FWHM}(\text{H}\beta) < 2000 \text{ km s}^{-1}$ (Goodrich, 1989) e da un rapporto tra flussi $[\text{O III}]/\text{H}\beta < 3$

(Osterbrock & Pogge, 1985). Molte NLS1 presentano una forte emissione di multipletti di Fe II. Queste proprietà, rappresentative dei criteri di classificazione spettrale delle NLS1, si esprimono nell'anticorrelazione tra la forte emissione di Fe II e quella relativamente debole dell'[O III] λ 5007, collocando le NLS1 ad un estremo dell'autovettore principale delle proprietà spettroscopiche degli AGN (Boroson & Green, 1992).

Da un punto di vista fisico, l'allargamento delle righe è dovuto all'azione gravitazionale del buco nero e al relativo effetto Doppler generato dal moto del gas attorno ad esso. Maggiori sono le dimensioni del SMBH e più larghe saranno le righe. La presenza di righe strette nelle NLS1 indica quindi una bassa velocità di rotazione del gas attorno ad un buco nero di piccola massa ($10^6 M_\odot < M_{BH} < 10^8 M_\odot$) (Peterson, 2011). Considerando anche che la luminosità bolometrica di queste galassie ($10^{10} L_\odot < L_{bol} < 10^{12} L_\odot$) è confrontabile con quella delle Sy1, se ne deduce che le NLS1 presentano un tasso di accrescimento molto elevato, vicino al limite di Eddington (Boroson & Green, 1992).

Il limite di Eddington è il valore che il tasso di accrescimento di materia su di un corpo in equilibrio idrostatico raggiunge quando la pressione di radiazione prodotta dall'accrescimento stesso bilancia la gravità del gas in caduta. Esso determina la luminosità che l'oggetto può produrre. Dal momento in cui viene ecceduto porta all'espulsione del materiale circostante il disco. Il limite di Eddington si può applicare al processo di accrescimento del buco nero centrale. Alcune NLS1 però registrano addirittura valori superiori a questo e ciò viene spiegato dal fatto che l'accrescimento si sviluppa con una geometria discoidale mentre la relazione di Eddington è basata su di una simmetria sferica.

Secondo alcuni autori, queste proprietà collocherebbero le NLS1 nella prima fase dello scenario evolutivo di un AGN; esse rappresenterebbero dunque giovani galassie e ciò spiegherebbe la piccola massa del buco nero e l'elevata luminosità (Mathur, 2000). Diversamente, altri autori, hanno calcolato per le NLS1 masse del buco nero confrontabili con quelle degli altri AGN, formulando così una teoria non evolutiva ma "geometrica". Il confronto fra queste due teorie verrà affrontato nella prossima sezione.

Poichè vengono classificate come galassie di Seyfert, ci si aspetterebbe che le NLS1 non abbiano getti relativistici e siano dunque classificate come galassie

radio-quiet. Da una recente ricerca è in realtà emerso che il 7% delle NLS1 sia brillante in radio (Komossa et al., 2006), contrariamente a quanto si era sempre sostenuto. Le galassie radio-loud sono infatti oggetti che solitamente presentano larghe righe provenienti dalla serie di Balmer e deboli emissioni di Fe II, proprietà queste, opposte a quelle che contraddistinguono le NLS1. Nello spettro ottico invece, oltre alle sovracitate caratteristiche, è presente un eccesso rispetto al flusso relativo alla power-law del continuo sottostante denominato BBB ovvero Big Blue Bump (Richstone & Schmidt, 1980). Esso è legato all'emissione del disco di accrescimento. Le NLS1 presentano anche un'emissione brillante nell'infrarosso (IR), forse dovuta alla forte formazione stellare e alla grande quantità di polvere (Sani et al., 2010; Cracco et al., 2016).

Spostandosi ad alte frequenze, un'altra caratteristica importante riguarda la luminosità nei raggi X. Le NLS1 mostrano spettri più ripidi delle Sy1 nel dominio 'soft' (0.1 - 2.4 keV) dei raggi X e soggetti a variazioni molto rapide (tempi scala ~ 1000 s, indice fotonico $\Gamma = -2.5$) (Boller, 2000), ed alcune esibiscono un eccesso nel dominio dei raggi ultra-soft ($E < 1$ keV). La forma dello spettro nelle regioni X e la sua luminosità relativa sono indicatori anch'essi di un alto tasso di accrescimento. Esso a sua volta implica la presenza di una forte pressione di radiazione che guida gli outflows, ovvero la perdita di materiale attraverso l'azione dei venti. Nel dominio 'hard' dei raggi X, gli spettri delle NLS1 possiedono ancora pendenze più ripide rispetto a quelle delle altre galassie e sono caratterizzati da un netto dislivello o da una curvatura graduale alle alte energie (2.5-10 keV). Questo fenomeno è noto come complessità nei raggi X (Gallo, 2006) ma la sua origine è ancora dibattuta.

Esso è correlato alla diatriba, che si affronterà nella prossima sezione, tra l'interpretazione geometrica e quella evolutiva delle NLS1.

2.2 "Inclinazione o evoluzione, questo è il dilemma."

Il dibattito riguardante l'interpretazione delle proprietà che contraddistinguono le NLS1 pone le sue basi nel calcolo della massa del buco nero. Il motore centrale degli AGN risulta ancora una volta fondamentale nello studio delle loro caratteristiche e della loro classificazione. Uno dei metodi più affidabili e sicuramente più accertati per la determinazione della massa del buco nero è quello del 'Re-

reverberation mapping' (e.g. Peterson et al., 2004; Kaspi et al., 2005). Esso si basa sulla relazione tra il raggio della BLR e la massa del buco nero e si esprime come:

$$M_{BH} = \frac{f \times R_{BLR} \times \Delta V^2}{G}. \quad (2.1)$$

f rappresenta il fattore di scala dipendente dalla geometria e dalla cinematica della BLR mentre ΔV^2 è il quadrato della dispersione di velocità del gas nella BLR. Quest'ultimo viene calcolato a partire dalla FWHM delle righe in emissione più larghe, quelle provenienti appunto dalla BLR, se vale l'ipotesi che l'azione gravitazionale del buco nero influenzi questa regione (Peterson et al., 2000). Il raggio (R_{BLR}) si ricava invece dal 'reverberation mapping' ovvero dal calcolo del ritardo tra le variazioni di flusso provenienti dal continuo e quelle relative alle righe in emissione. Il continuo proviene infatti dalla regione più interna del nucleo dunque il ritardo consta nel tempo che impiega la luce a percorrere la BLR. I risultati ottenuti dall'applicazione di questo metodo e da altre sue varianti rivelano un reale deficit di massa nelle NLS1 rispetto alle BLS1, e in generale agli altri AGN (Peterson, 2011). Le misure di piccola massa per le NLS1 vengono supportate anche da studi provenienti dalle osservazioni nella banda X, secondo i quali la massa del buco nero è in anticorrelazione con il tempo scala della variabilità (Papadakis, 2004).

Questi risultati possono inoltre giustificare il fatto che per le NLS1 non siano valide la relazione di Magorrian (1989) $M_{BH} - L_{bulge}$ e quella $M_{BH} - \sigma$ (Mathur & Grupe, 2004). Entrambe queste leggi, che mettono in correlazione la massa del buco nero rispettivamente con la luminosità e con la dispersione di velocità, non vengono verificate dai campioni di NLS1 mentre risultano valide per le BLS1 e per le galassie normali (Mathur et al., 2001). Smita Mathur nel 2000 ha provato a giustificare questi risultati proponendo un'interpretazione evolutiva per le NLS1. A supporto della sua tesi, oltre che la comprovata piccola massa del buco nero, vi sono evidenze come:

- Super-gas phase metallicities: fase relativa alla formazione stellare nel nucleo;
- Luminosità nell'IR: galassie giovani con formazione stellare attiva sono sorgenti brillanti nell'IR;

- Analogia con quasar ad alto redshift: questi oggetti sono considerati quasar nella prima fase della loro evoluzione;
- La funzione di luminosità radio delle NLS1 con getto risulta essere il prolungamento a basse luminosità di quella dei FSRQ (Berton et al., 2016b), come ci si aspetterebbe se la potenza del getto relativistico fosse proporzionale alla massa del buco nero e in presenza di una connessione evolutiva fra le due classi (Heinz & Sunyaev, 2003; Foschini et al., 2015);
- La luminosità diffusa del getto relativistico nelle NLS1 è molto inferiore a quella degli FSRQ e dei BL Lac, perché l'emissione estesa in questi oggetti giovani non ha ancora avuto il tempo di formarsi, o è molto meno brillante a causa della massa minore e della sua scalabilità con la potenza del getto (Berton et al., 2018).

Appare dunque chiaro come le NLS1 rappresentino una prima fase cruciale nell'evoluzione degli AGN. Secondo questo scenario, il processo di formazione di un buco nero massivo sarebbe legato al processo di formazione della galassia: il nucleo attivo e la galassia sarebbero dunque soggetti ad una coevoluzione (Kormendy & Ho, 2013). Durante la fase di formazione stellare il buco nero accrescerebbe materia fino a quando per azione dei venti questa verrebbe spazzata via dall'ambiente circostante.

Diametralmente opposta è invece la tesi sostenuta da Decarli (Decarli et al., 2008), già avanzata nel 1985 da Osterbrock & Pogge. Secondo quest'interpretazione la geometria della BLR e l'inclinazione con la quale le NLS1 vengono osservate sarebbero la chiave di volta per decifrare molte delle proprietà di questi oggetti. Considerando una BLR con forma discoidale, dunque appiattita, è possibile ricalcolare la massa del buco nero per le NLS1 utilizzando il fattore geometrico f dipendente dall'angolo di osservazione. Se si suppone che l'inclinazione sia molto minore nelle NLS1 (la cosiddetta visione di faccia, in inglese face-on) che nelle BLS1 è possibile ritrovare una distribuzione di massa per le due classi senza differenze significative. Viene riconsiderata anche la relazione $M_{BH} - \sigma$. Il calcolo della dispersione di velocità di bulge σ_* risulta di difficile applicazione per le NLS1 e viene dunque sostituito dall'ampiezza dell'[O III], denominata σ , che funge da surrogato (Mathur & Grupe, 2004). La misura dell'[O III], affetto

da venti, risulta falsata e, quando il campo di velocità del core è dominato da moti radiali (presumibilmente outflows), presenta forti blueshifts ovvero asimmetrie verso il blu delle righe spettrali (Komossa & Xu, 2007). Ciò determina un limite superiore nel calcolo della σ e non un valore effettivo. Correggendo questo aspetto, le NLS1 giacciono quindi nel piano $M_{BH} - \sigma$. Il calcolo della massa del buco nero riporta così valori affini alle BLS1 ed avendo anche valori di luminosità comparabili, le due classi di Sy1 mostrano lo stesso rapporto di Eddington (L_{bol}/L_{Edd}).

Questo scenario prevede infine che la FWHM dell' $H\beta$ dipenda dal piccolo angolo d'inclinazione con cui si osserva. La linea di vista, data la bassa inclinazione, è considerata diretta lungo l'asse del disco non permettendo di osservare l'allargamento Doppler. A questo fenomeno sarebbero dovute le righe strette nelle NLS1. Lo scopo di questa tesi è quello di verificare il comportamento della FWHM dell' $H\beta$ in relazione all'inclinazione con cui l'oggetto viene osservato. Un cambiamento nei valori della FWHM($H\beta$) suggerirebbe una dipendenza dall'inclinazione e una BLR piatta (meglio in accordo con lo scenario geometrico), al contrario si avrebbe una BLR sferica (in accordo con l'interpretazione evolutiva) e la FWHM non sarebbe in relazione con l'inclinazione. La determinazione di quest'ultima apre uno dei dibattiti più accesi nel campo degli AGN. Una delle modalità più recenti per la stima dell'inclinazione è correlata con la complessità in X e nella prossima sezione si discuterà delle possibili origini che essa può avere.

2.3 Complessità nei raggi X

La regione X dello spettro delle NLS1 presenta varie peculiarità e quella fra queste che ha assunto maggior rilievo nell'ultimo decennio è sicuramente la cosiddetta complessità ad alte energie. Essa viene individuata come un netto dislivello o come una curvatura graduale nello spettro tra i 2.5 e i 10 keV.

Nel 2006 Luigi Gallo dà un'interpretazione di questo fenomeno, dividendo il suo campione di 28 NLS1 in due sottogruppi: semplice (galassie che non presentano spettri con questa caratteristica) e complesso (galassie che esibiscono la suddetta complessità). Secondo la sua interpretazione, lo spettro delle NLS1 appartenenti al campione semplice non devierebbe fortemente dalla tipica power-law mentre lo spettro relativo alle galassie del campione complesso apparirebbe appunto più

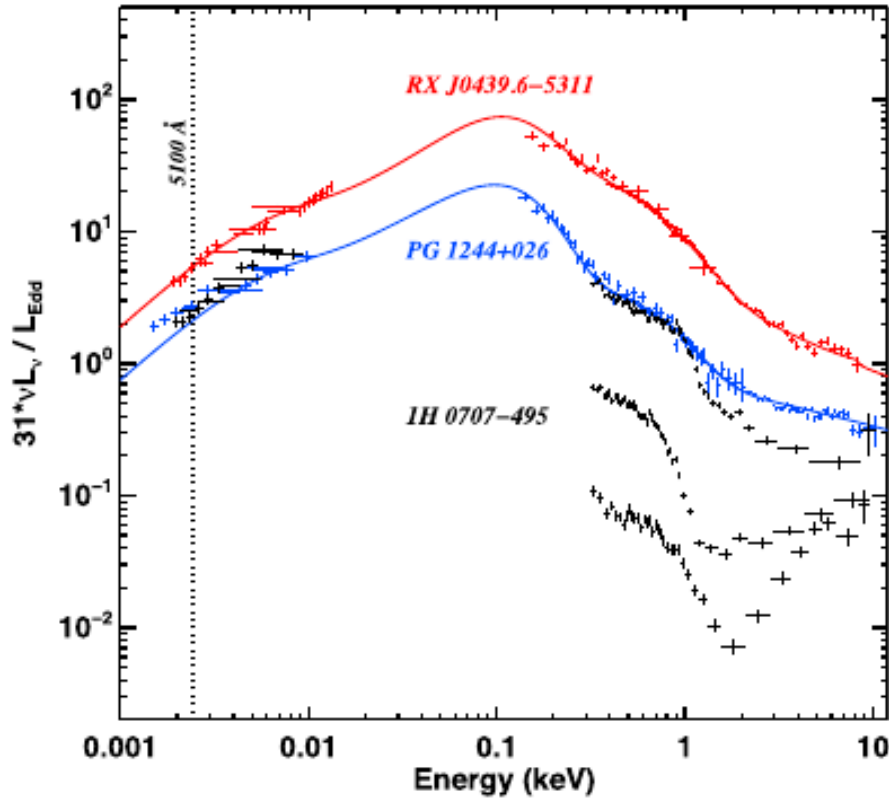


Figura 2.2: Distribuzione spettrale di energia di 1H 0707-495 (NLS1). Differenza fra quest'ultima, sorgente complessa, e le altre due che sono sorgenti semplici (Jin et al., 2017).

articolato. La natura di questa differenza risiederebbe nello stato di flusso dell'AGN considerato, alto nel caso semplice e invece basso nel caso complesso. Considerando misurazioni multi-epoca dell'indice spettrale α_{ox} delle sorgenti è stato osservato che esse possono transitare da un campione all'altro così come il loro stato di flusso può aumentare o diminuire. Differenze fra i due campioni non sono state riscontrate invece considerando parametri multibanda.

I modelli che meglio sembrano descrivere l'esatta natura di questo comportamento sono:

- la copertura parziale ovvero l'assorbimento dell'emissione del continuo da parte di un materiale denso che provocherebbe la curvatura nello spettro;
- la riflessione della sorgente di continuo power-law fuori dal disco freddo che provocherebbe il netto dislivello nello spettro.

I due campioni vengono differenziati a causa dallo stato di flusso, mentre l'inclinazione non viene considerata in questo scenario. Essa riveste invece un ruolo centrale nell'interpretazione che hanno dato di questo fenomeno Jin & Done nel 2017. Secondo la loro visione le sorgenti 'complesse' sarebbero quelle osservate

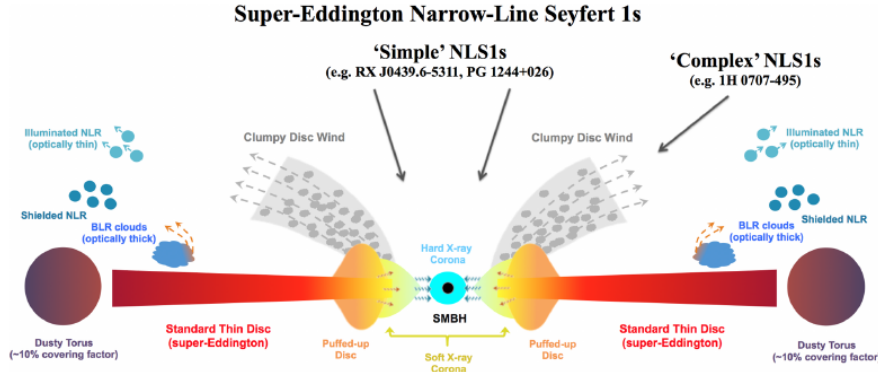


Figura 2.3: Rappresentazione grafica del modello proposto da Jin et al. (2017).

sotto grandi angoli, la linea di vista intercetterebbe così materiale espulso dal disco sotto forma di vento in grado di assorbire parte della radiazione provocando la curvatura nello spettro. Le sorgenti 'semplici' verrebbero invece osservate ad angoli minori e la linea di vista sarebbe così non oscurata, mostrando lo spettro originale dovuto ai raggi X provenienti dalla corona. Se quest'ultimo modello dovesse essere confermato, la complessità negli X rappresenterebbe un buon indicatore di inclinazione. Nel seguito abbiamo assunto che quest'ultimo modello sia valido. Per questo è stata calcolata la $FWHM(H\beta)$ di alcune NLS1 del campione utilizzato da Gallo per testare se l'inclinazione possa influenzare la larghezza delle righe e avanzare così un'ipotesi sulla geometria della BLR. In caso di una BLR appiattita, ci aspettiamo di osservare una $FWHM$ maggiore nelle righe delle sorgenti a spettro X complesso piuttosto che in quelle a spettro X semplice. Una BLR sferoidale invece non causerebbe differenze fra i due campioni.

Capitolo 3

Analisi dati

Avendo precedentemente descritto le nozioni teoriche che sostengono questa tesi, il presente capitolo riguarderà il lavoro sperimentale che ha portato alla sua realizzazione. Nelle seguenti sezioni saranno elencati e descritti i processi di riduzione degli spettri, della misura della $\text{FWHM}(\text{H}\beta)$ e della decomposizione del profilo di riga, del calcolo del momento del secondo ordine (σ) ed infine dell'applicazione del test di Kolmogorov-Smirnov (test K-S) ai due campioni di NLS1.

3.1 Riduzione spettri

Per testare la dipendenza della $\text{FWHM}(\text{H}\beta)$ dall'inclinazione e assunto che la complessità nei raggi X sia un indicatore di questa, sono state selezionate 22 sorgenti tra quelle del campione di Gallo (2006). Originariamente, esso contava 28 oggetti, di cui 21 appartenenti al campione semplice (S) e 7 a quello complesso (C). Per quest'analisi ne sono stati scelti 22, 7 NLS1 dal campione C e 15 dal campione S, alcuni provenienti dalla letteratura, altri da nuove osservazioni. Il motivo di questa selezione è dipeso dalla possibilità di ottenere gli spettri, quelli mancanti sono infatti NLS1 situate nell'emisfero sud e non è stato possibile osservarli. Le informazioni riguardanti questi oggetti e le relative osservazioni sono presenti in Tabella 3.1 alla fine del capitolo.

Tutti gli spettri di partenza erano già stati calibrati in lunghezza d'onda, mentre non a tutti era stata applicata la calibrazione in flusso. Quest'ultima tuttavia non influisce sulla misura della larghezza delle righe, che è ciò che interessa questa tesi. Gli spettri sono stati quindi analizzati con il software Image Reduction

and Analysis Facility (IRAF) secondo seguenti processi (il primo fra questi ha interessato solo gli spettri calibrati in flusso):

- **Correzione per assorbimento**

Grazie al catalogo online NASA Extragalactic Database (NED)¹ è stato possibile aver accesso alle coordinate celesti di ogni oggetto. Queste informazioni sono state inserite nella piattaforma online 'HI profile search' (Kalberla et al., 2005)² adibita al calcolo della densità di colonna ricavata dalla riga 21 cm dell'HI. Il valore ottenuto, convertito con un fattore 5.3×10^{-22} , rappresenta l'assorbimento galattico osservato $A(V)$. Tramite il comando *deredden* è stato quindi possibile correggere ogni spettro, il quale, alla fine del processo presentava valori in flusso maggiori.

- **Correzione per redshift**

Consultato il catalogo NED per ottenere il valore di redshift (z) di ciascun oggetto, è stato eseguito il comando *dopcor*. Lo spettro ottenuto è traslato a lunghezze d'onda minori, cioè verso la regione blu, e quindi non più affetto da arrossamento dovuto alla distanza. È possibile osservare queste correzioni in Figura 3.1. A questo punto è stato ritagliata la regione dello spettro tra i 4000 Å e i 5500 Å che contiene $H\beta$, [O III] e i multipletti di Fe II, che sono le righe necessarie a portare avanti questa analisi.

- **Sottrazione del continuo**

Lo spettro complessivo è la somma dei contributi dell'AGN e della galassia ospite. Quest'ultimo, non influenzando in maniera rilevante l' $H\beta$, non è stato considerato nella sottrazione del continuo. L'unico contributo sottratto è stato quello relativo all'AGN, rappresentato da una power-law. Attraverso il comando *continuum* sono state selezionate le regioni di spettro in cui non c'erano righe e poi interpolate, a seconda del caso, con funzioni di diversi ordini (la maggior parte delle volte è stata utilizzata "spline3"). Così è stato sottratto il contributo del continuo allo spettro, un esempio si trova in Figura 3.2.

¹<https://ned.ipac.caltech.edu/classic/>

²<https://www.astro.uni-bonn.de/hisurvey/profile/>

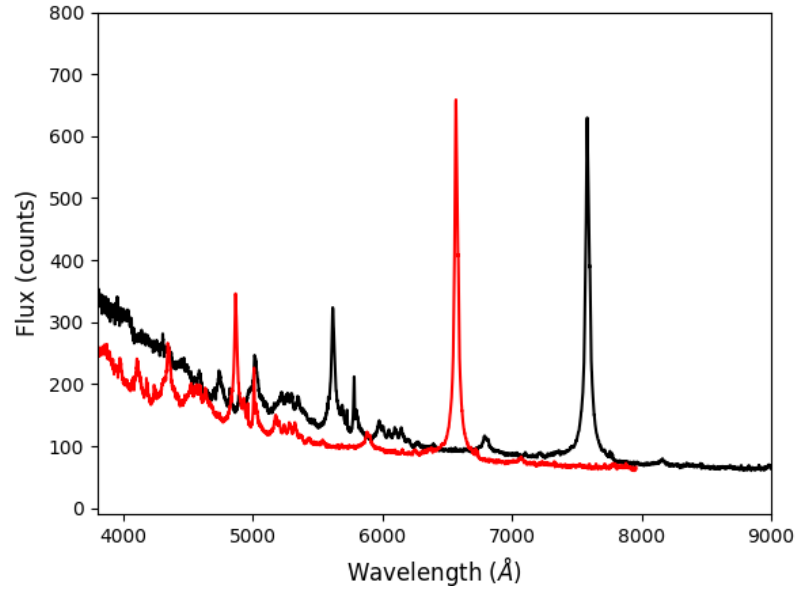


Figura 3.1: In nero lo spettro di partenza di PG 1115+407, in rosso lo spettro corretto per assorbimento e per redshift.

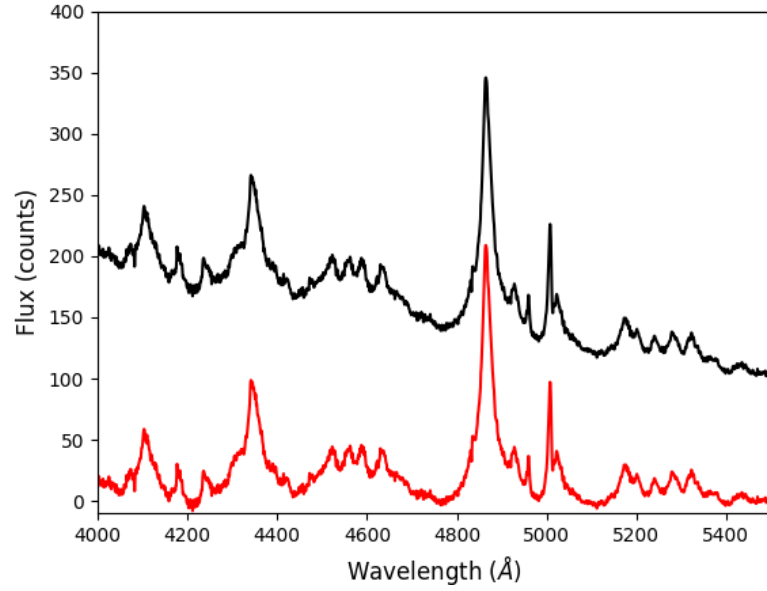


Figura 3.2: In nero lo spettro di PG1115+407 tagliato tra i 4000 Å e i 5500 Å e già ridotto per assorbimento e redshift, in rosso lo spettro con il continuo sottratto.

- **Sottrazione del ferro**

Lo spettro risultante dai precedenti processi è stato trasformato in un file di testo tramite il comando *wspec*. Quest'operazione è stata necessaria per l'utilizzo del software online 'Fe II template in AGN spectra' (Kovačević et al., 2010; Shapovalova et al., 2012)³. In primis sono stati impostati manualmente i parametri di temperatura, allargamento Doppler delle righe di Fe II, spostamento delle righe di Fe II e intensità dei singoli gruppi di righe formanti il multipletto. Il programma ha quindi analizzato lo spettro creando un fit dei soli multipletti di Fe II in formato ascii. Questo è stato trasformato in spettro attraverso il comando *sinterp* e dunque sottratto allo spettro iniziale con il comando *sarith*, un esempio si trova in Figura 3.3.

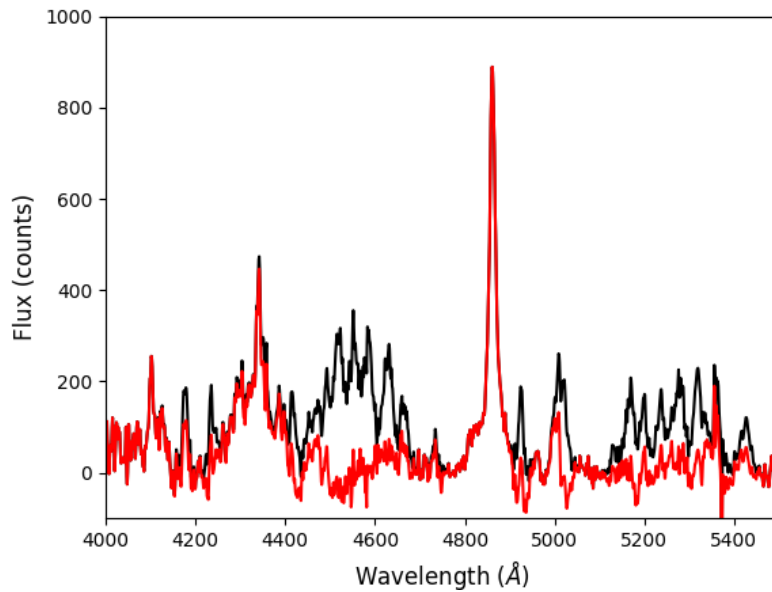


Figura 3.3: In nero lo spettro di 1H 0707 -495 prima della sottrazione dei multipletti di Fe II, in rosso lo spettro finale dopo la sottrazione, su cui verrà effettuata la misura di $\text{FWHM}(\text{H}\beta)$.

3.2 Misura della $\text{FWHM}(\text{H}\beta)$

Una volta completato il processo di riduzione sono state effettuate su ogni spettro venti misure di $\text{FWHM}(\text{H}\beta)$ totale, dieci con profilo lorentziano e dieci con quello

³http://servo.aob.rs/FeI_AGN/

gaussiano. Con una prima analisi visiva è emerso che il fit migliore fosse quello relativo al profilo lorentziano per la quasi totalità delle NLS1. Per ogni oggetto dei due campioni sono state calcolate la media e la mediana delle 10 FWHM($H\beta$) lorentziane e di quelle gaussiane e la deviazione standard associata (misure riportate in Tabella 3.2) che rappresenta l'errore. Per ottenere misure di velocità, i valori di FWHM sono stati convertiti tramite la seguente espressione:

$$\text{FWHM}[\text{km s}^{-1}] = \frac{\text{FWHM}[\text{\AA}] \times c}{\lambda_{H\beta}}, \quad (3.1)$$

con c velocità della luce, $\lambda_{H\beta} = 4861 \text{ \AA}$ e la FWHM espressa rispettivamente in $[\text{\AA}]$ (quella ottenuta dalla misura effettuata sugli spettri) e in km s^{-1} . Per valutare analiticamente quale dei due profili meglio potesse riprodurre il profilo totale dell' $H\beta$ sono state create due funzioni, una gaussiana e una lorentziana, poi sottratte alla riga per ottenere e valutare i valori di residuo.

- **Funzione gaussiana**

Una generica funzione gaussiana si esprime come:

$$f(x) = A \times e^{-\left(\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right)}. \quad (3.2)$$

con $A = \left(\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}\right)$ fattore di normalizzazione, x_0 valore su cui è centrata la curva, σ è la deviazione standard associata. Partendo dai valori medi di flusso (f) e di FWHM gaussiana, è stato calcolato il fattore A :

$$A = \frac{f}{\sigma \times \sqrt{2\pi}} \quad (3.3)$$

con $\sigma = \frac{FWHM}{2.355}$; il valore su cui è stata centrata la funzione è stato calcolato facendo la media dei valori in lunghezza d'onda corrispondenti al picco di $H\beta$ nelle varie misure.

Effettuato il plot di questa funzione, tramite il comando *sarith*, questo è stato sottratto allo spettro osservato nella regione circostante la riga $H\beta$ tra i 4750 \AA e i 4950 \AA . Del residuo ottenuto da questa sottrazione è stato calcolata la deviazione standard, successivamente espressa in unità di quella del continuo (è stata selezionata la regione di spettro tra i 5075 \AA e i 5125 \AA per il calcolo di quest'ultima).

- **Funzione lorentziana**

Partendo dai valori medi di flusso (f) e di core (c) relativi al profilo loren-

tziano, è stata definita per ogni oggetto:

$$\Gamma = \frac{2 \times f}{\pi \times c} \quad (3.4)$$

e dunque la funzione lorentziana come:

$$L(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\frac{\Gamma}{2}}{(x - x_0)^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2} \quad (3.5)$$

E' stato quindi applicato l'iter di procedure precedentemente descritte, ottenendo infine la deviazione standard del residuo espressa in unità di quella del continuo.

Per valutare quale profilo potesse meglio approssimare quello della riga osservata sono state messe a confronto la deviazione standard del residuo in unità di continuo calcolata nel caso gaussiano e in quello lorentziano, il profilo migliore è stato considerato quello con il rapporto più basso. I risultati ottenuti sono mostrati in Tabella 3.3.

3.3 Decomposizione del profilo di riga

Dopo aver valutato il profilo totale della FWHM($H\beta$) questo è stato decomposto per ottenere la componente broad di $H\beta$ e dunque una misura del momento del secondo ordine (σ) ad essa relativa. La σ , essendo meno affetta dall'inclinazione della BLR (Peterson et al., 2004), è stata considerata un interessante banco di prova per l'applicazione del test K-S. La decomposizione del profilo è stata effettuata per ogni spettro con 2 o 3 gaussiane, in dipendenza da quale funzione meglio approssimasse il profilo globale. Nel caso lorentziano, il profilo è stato riprodotto utilizzando 3 gaussiane, due per la componente broad e una per quella narrow, mentre nel caso gaussiano sono state utilizzate solamente due gaussiane, rispettivamente per le due componenti.

Nella procedura di fit è stata fissata la FWHM della componente narrow a quella dell'[O III] $\lambda 5007$. La larghezza dell'[O III] è stata misurata, assieme alla sua posizione di picco, come fatto in precedenza per $H\beta$, ossia riproducendola 10 volte con un singolo profilo gaussiano. Il motivo di questa scelta risiede nel fatto che l'[O III] proviene dalla NLR, regione in cui viene appunto generata la componente narrow dell' $H\beta$. Nota questa, è stato possibile dedurre l'ampiezza della

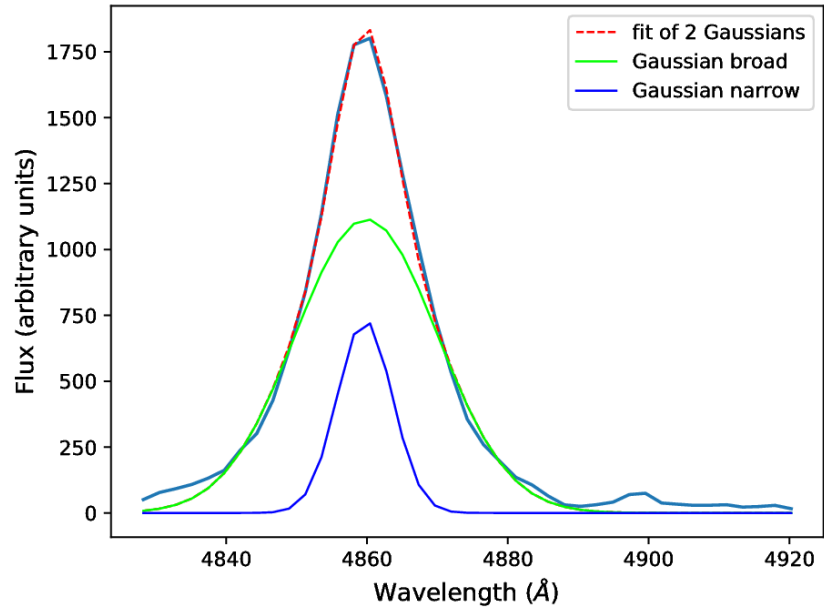


Figura 3.4: Fit con 2 gaussiane di NGC 4051.

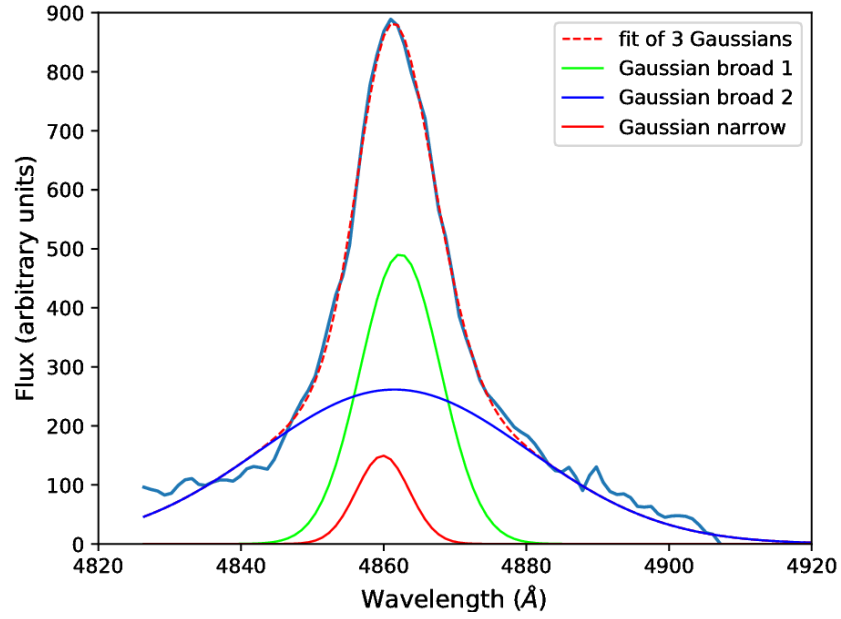


Figura 3.5: Fit con 3 gaussiane di 1H 0707-495.

componente broad dal profilo complessivo. Figura 3.4 mostra il fit di 2 gaussiane di NGC 4051 il cui profilo viene meglio approssimato da una funzione gaussiana mentre in Figura 3.5 il fit di 1H 0707-495 è stato riprodotto con 3 gaussiane poichè il profilo di questa NLS1 viene riprodotto da una funzione lorentziana.

3.4 Momento del secondo ordine e test K-S

Partendo dal fit della componente broad di $H\beta$ è stata calcolata la σ relativa alle 2 gaussiane e quella relativa alle 3 gaussiane rispettivamente tramite le formule:

$$\sigma_{2b} = \frac{FWHM_b}{2.355} \quad (3.6)$$

$$\sigma_{3b} = \sqrt{\frac{\int \lambda^2 f(\lambda) d\lambda}{\int f(\lambda) d\lambda} - \left(\frac{\int \lambda f(\lambda) d\lambda}{\int f(\lambda) d\lambda} \right)^2} \quad (3.7)$$

I valori ottenuti per ogni NLS1 sono riportati in Tabella 3.4. L'errore relativo alle misure è stato calcolato con un metodo Monte Carlo codificato in Python. La decomposizione del profilo in componente narrow e componente broad è stata ripetuta 100 volte, misurando ogni volta ciascun parametro delle gaussiane. L'errore associato è stato valutato come la deviazione standard delle misure. A questo punto è stato applicato il test statistico non parametrico K-S alla FWHM e alla σ dei due campioni C ed S, per verificare se essi provengano o meno dalla stessa popolazione. Quest'ultimo processo è da considerarsi come un test di controllo statistico, poichè è già noto che la σ sia indipendente dall'inclinazione. In primis, per accertarsi della validità di questo metodo, è stata testata l'ipotesi nulla: il test è stato applicato a due campioni identici (la velocità relativa al profilo migliore del campione C) ottenendo un p-value pari ad 1. Ciò ha permesso di confermare la validità di questo metodo d'indagine dal momento che il p-value indica la percentuale di compatibilità tra due campioni, quando esso vale 1 i due campioni sono uguali al 100 %. Di regola, ogni qualvolta il p-value supera lo 0.05 i due campioni sono originati dalla medesima popolazione. Il test è stato quindi applicato alla FWHM (in km s^{-1}) lorentziana, gaussiana, a quella relativa al profilo migliore e alla σ relativa alle 2 e alle 3 gaussiane. I risultati sono mostrati in Tabella 3.5. Avendo ottenuto per tutte le grandezze in esame un p-value > 0.05 , il test ha dimostrato che i due campioni di NLS1 C ed S appartengono alla stessa popolazione di sorgenti. Nel seguente capitolo verranno discussi i risultati ottenuti da questo processo di analisi dati.

Tabella 3.1: Dettagli osservativi degli spettri ottici.

Nome	A.R.	Dec.	Telescopio	Data	T_{exp} (s)
Campione S					
Mrk 335	00h06m19.5s	+20d12m10	Asiago T122 ^d	2015-08-12	7200
I Zw 1	00h53m34.9s	+12d41m36s	WHT ^d	1996-08-09	1800
Mrk 586	02h07m49.8s	+02d42m56s	Asiago T122 ^d	2017-10-13	4800
Mrk 1044	02h41m03.7s	+08d46m07s	6dF ^a	2004-09-21	600
PG 1115+407	11h18m30.3s	+40d25m54s	SDSS ^b	2004-03-20	2400
Mrk 766	12h18m26.5s	+29d48m46s	Asiago T122 ^d	2014-03-29	8400
IRAS 13349+2438	13h37m18.7s	+24d23m03s	Asiago T122 ^d	2016-02-05	1800
Mrk 478	14h42m07.4s	+35d26m23s	KPNO 2.1m ^c	1990-02-15	1600
PG 1448+273	14h51m08.7s	+27d09m27s	SDSS ^b	2007-04-18	2400
Mrk 493	15h59m09.6s	+35d01m47s	Asiago T122 ^d	2014-03-30	3600
Mrk 896	20h46m20.9s	-02d48m45s	Magellan LCO ^d	2011-05-16	2280
UGC 11763	21h32m27.8s	+10d08m19s	KPNO 2.1m ^c	1900-09-18	1000
II Zw 177	22h19m18.5s	+12d07m53s	SDSS ^b	2001-11-08	3723
PG 2233+134	22h36m07.7s	+13d43m55s	SDSS ^b	2002-09-03	3000
Ark564	22h42m39.3s	+29d43m31s	Asiago T122 ^d	2015-08-06	18000
Campione C					
PHL 1092	01h39m55.7s	+06d19m23s	Asiago T122 ^d	2017-10-12	10800
1H 0707-495	07h08m41.5s	-49d33m07s	6dF ^a	2004-12-16	600
NGC 4051	12h03m09.6s	+44d31m53s	Asiago T122 ^d	2014-03-30	4800
PG 1211+143	12h14m17.7s	+14d03m13s	KPNO 2.1m ^c	1990-02-15	750
IRAS 13224-3809	13h25m19.4s	-38d24m53s	6dF ^a	2001-06-16	600
PG 1402+261	14h05m16.2s	+25d55m34s	KPNO 2.1m ^c	1990-02-20	2400
Mrk 486	15h36m38.3s	+54d33m33s	Asiago T122 ^d	2016-03-25	3600

Colonne: (1) nome della sorgente; (2) ascensione retta; (3) declinazione;

(4) telescopio utilizzato per l'osservazione; (5) data di osservazione;

(6) tempo di esposizione;

^a Jones et al. (2009); ^b Abolfathi et al. (2018); ^c Boroson & Green (1992); ^d Nuove osservazioni.

Tabella 3.2: Media e mediana di FWHM gaussiana e lorentziana. Errore relativo alla media corrispondente alla deviazione standard.

Oggetto	MG (km s ⁻¹)	ML (km s ⁻¹)	MNG (km s ⁻¹)	MNL (km s ⁻¹)
Campione S				
Mrk 335	2136±33	1582±55	2140	1597
I Zw 1	1140±222	1046±206	1065	1157
Mrk 586	1445±67	1113±11	1448	1115
Mrk 1044	1487±111	1131±30	1521	1126
PG 1115+407	2472±68	1869±32	2469	1864
Mrk 766	823±96	664±64	797	660
IRAS 13349+2438	2944±371	2404±217	2808	2521
Mrk 478	1502±85	1380±21	1482	1382
PG 1448+273	531±41	457±12	509	459
Mrk 493	914±72	736±19	944	743
Mrk 896	973±241	800±164	973	829
UGC 11763	2860±118	2364±97	2863	2362
II Zw 177	1027±24	794±32	1030	783
PG 2233+134	2160±154	1652±44	2220	1653
Ark564	1208±57	974±23	1206	973
Campione C				
PHL 1092	2274±73	2118±114	2268	2090
1H 0707-495	1028±33	1351±	1367	1025
NGC 4051	1009±75	1010±75	998	801
PG 1211+143	1287±110	1287±110	1282	1067
IRAS 13224-3809	877±32	697±25	881	705
PG 1402+261	2343±42	1891±59	2354	1901
Mrk 486	1699±369	1610±81	1715	1577

Colonne: (1) nome della sorgente; (2) Media della FWHM gaussiana con relativa deviazione standard;
 (3) Media della FWHM lorentziana con relativa deviazione standard;
 (4) Mediana della FWHM gaussiana; (5) Mediana della FWHM lorentziana.

Tabella 3.3: Residuo in unità di continuo e profilo migliore.

Nome	err_g	err_l	rms_m	$\frac{err_g}{rms_m}$	$\frac{err_l}{rms_m}$	profilo
Campione S						
Mrk 335	102.6	40.79	6.73	15.24	6.06	L
I Zw 1	90.7	58.84	13.37	6.78	4.40	L
Mrk 586	18.37	7.942	3.06	5.99	2.59	L
Mrk 1044	18.99	9.128	2.70	7.02	3.38	L
PG 1115+407	144.2	72.79	19.75	7.30	3.69	L
Mrk 766	71.74	63.98	8.50	8.44	7.53	L
IRAS 13349+2438	70.18	31.9	9.23	7.60	3.46	L
Mrk 478	18.44	8.391	3.54	5.20	2.37	L
PG 1448+273	76.15	65.15	4.15	18.35	15.70	L
Mrk 493	115.5	85.59	45.1	2.56	1.90	L
Mrk 896	40.64	39.61	3.13	13.00	12.67	L
UGC 11763	46.16	34.63	5.99	7.71	5.78	L
II Zw 177	45.8	33.06	22.32	2.05	1.48	L
PG 2233+134	64.12	30.74	9.48	6.77	3.24	L
Ark564	36.87	16.54	9.44	3.91	1.75	L
Campione C						
PHL 1092	30.7	27.81	14.37	2.14	1.94	L
1H 0707-495	56.02	35.42	12.48	4.49	2.84	L
NGC 4051	74.46	75.14	21.35	3.49	3.52	G
PG 1211+143	90.28	90.4	6.20	14.55	14.57	G
IRAS 13224-3809	60.16	46.25	25.81	2.33	1.79	L
PG 1402+261	14.47	9.11	4.53	3.20	2.01	L
Mrk 486	64.29	25.23	12.96	4.96	1.95	L

Colonne: (1) nome della sorgente; (2) Deviazione standard del residuo gaussiano;
 (3) Deviazione standard del residuo lorentziano; (4) Media dell'rms del continuo;
 (5) Deviazione standard del residuo gaussiano in unità di continuo;
 (6) Deviazione standard del residuo lorentziano in unità di continuo;
 (7) Profilo migliore.

Tabella 3.4: Misure della σ_{broad} relativa alle 2 e alle 3 gaussiane.

Nome	σ_{broad} [kms ⁻¹] (2)	σ_{broad} [kms ⁻¹] (3)
Campione S		
Mrk 335	1189±4	1252± 19
I Zw 1	125±3	1360± 56
Mrk 586	1188±17	1291±83
Mrk 1044	1180±9	1243±55
PG 1115+407	1219±7	1353±23
Mrk 766	914±14	1036±563
IRAS 13349+2438	1276±14	1238±231
Mrk 478	1165±9	1225±9
PG 1448+273	1057±4	900±14
Mrk 493	745±23	1105±23
Mrk 896	789±8	1142±20
UGC 11763	1311±3	1336±60
II Zw 177	650±20	1136±326
PG 2233+134	1057±5	1057±20
Ark564	924±22	1101±86
Campione C		
PHL 1092	1067±506	1064±115
1H 0707-495	910±14	881±24
NGC 4051	621±10	N.A.*
PG 1211+143	1151±5	1262±63
IRAS 13224-3809	916±55	726±47
PG 1402+261	1137±14	1504±160
Mrk 486	1212±15	1238±61

Colonne: (1) nome della sorgente; (2) σ_{broad} relativa al fit con le due gaussiane ;

(3) σ_{broad} relativa al fit con le tre gaussiane;

(*) Per questa sorgente non è stato possibile riprodurre il profilo con 3 gaussiane

Tabella 3.5: Risultati del test K-S: il p-value.

Grandezza testata	p-value
FWHM lorentziana	0.99
FWHM gaussiana	0.98
FWHM del profilo migliore	0.86
σ_{broad} di 2 gaussiane	0.60
σ_{broad} di 3 gaussiane	0.66

Capitolo 4

Discussione e conclusioni

4.1 Profili di riga

Dei due campioni selezionati, circa il 91% delle NLS1 prese in esame, ovvero 20 su 22, mostra un profilo di riga approssimabile con un profilo lorentziano. I restanti due oggetti (NGC 4051, PG 2111+143), appartenenti al campione C, sono riproducibili da un profilo gaussiano.

Questo risultato è coerente con quello trovato da Cracco et al. (2016) per cui il 98% dei profili di $H\beta$ in un campione di 296 NLS1 può essere riprodotto da una lorentziana (Cracco et al., 2016). Questo risultato si può spiegare nell'ipotesi che il profilo di riga cambi al variare della sua FWHM. Le righe più strette, che suggeriscono una massa del buco nero minore (il caso delle NLS1), sono originate da nubi di gas situate nella BLR il cui il moto è turbolento (Kollatschny & Zetzl, 2011), ossia dominato dalla dispersione di velocità. Dal punto di vista geometrico, quindi, un profilo lorentziano corrisponde a una BLR sferoidale. Viceversa, le righe più larghe mostrano dei profili in cui la componente rotazionale, ossia quella gaussiana, è più accentuata, il che geometricamente corrisponde a una BLR appiattita. Dal punto di vista fisico, quindi, è possibile che una massa maggiore del buco nero, inducendo una maggiore velocità di rotazione, tenda a causare uno schiacciamento della BLR sullo stesso piano del disco di accrescimento. Questo effetto invece non si verifica nel caso di piccole masse, ossia in quello delle NLS1, che hanno quindi una BLR meno appiattita. Questa variazione dei profili di riga con la FWHM è stata effettivamente confermata dall'analisi di Cracco et al. (2016), in cui si è trovato che le BLS1 tendano a mostrare una percentuale minore

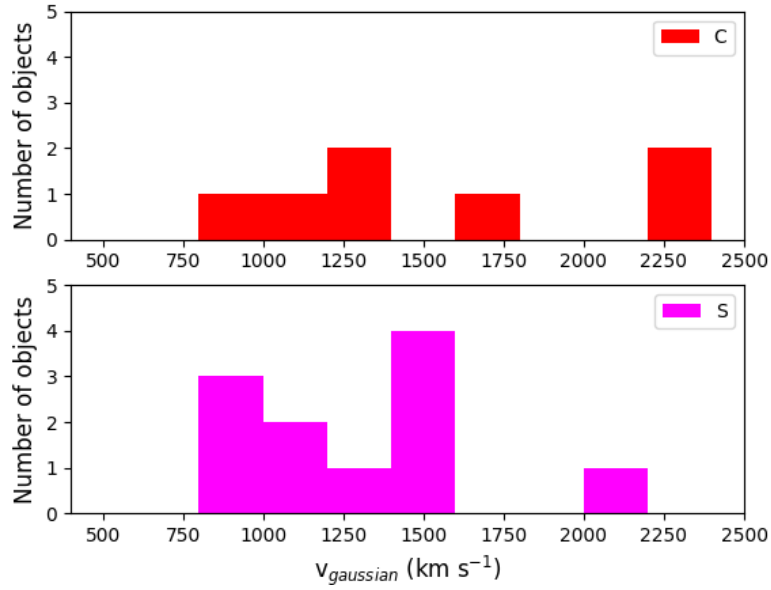


Figura 4.1: Distribuzione di velocità relative al profilo gaussiano. Nel riquadro in alto il campione C, in quello in basso il campione S.

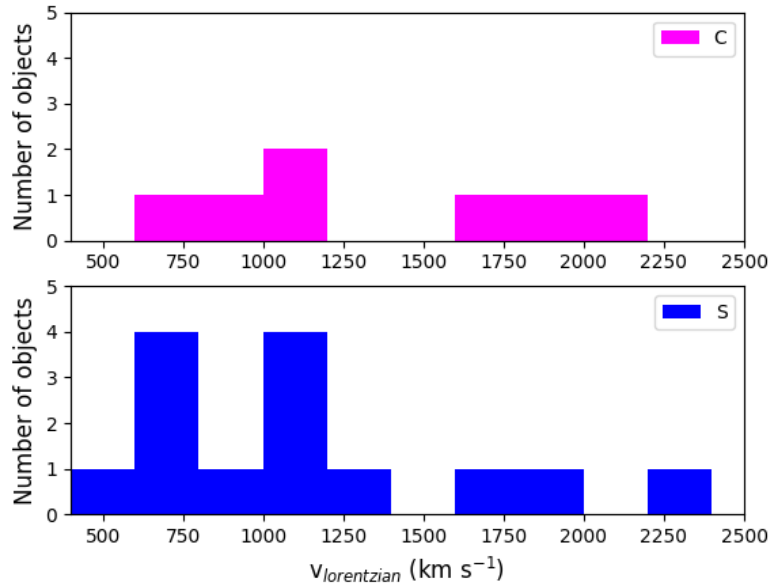


Figura 4.2: Distribuzione di velocità relative al profilo lorentziano. Nel riquadro in alto il campione C, in quello in basso il campione S.

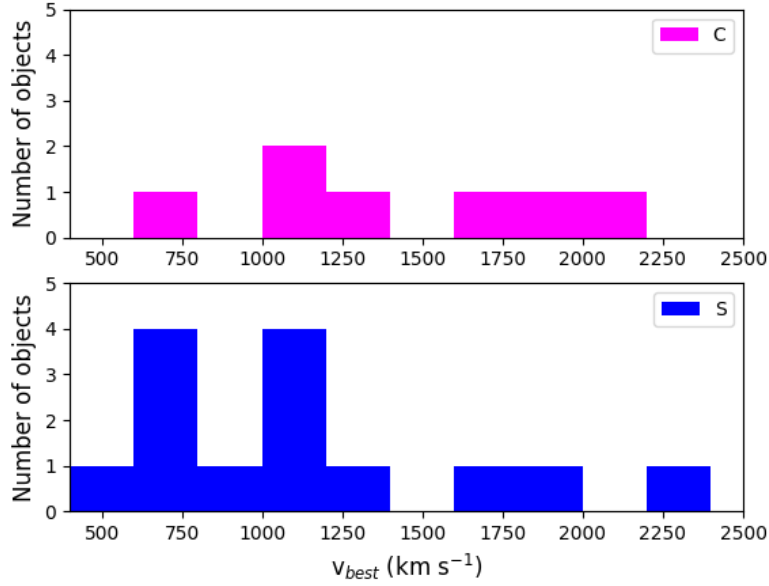


Figura 4.3: Distribuzione di velocità relative al profilo migliore. Nel riquadro in alto il campione C, in quello in basso il campione S.

di profili lorentziani rispetto alle NLS1 (Cracco et al., 2016). In Figura 4.1, 4.2, 4.3 sono riportati gli istogrammi delle distribuzioni di velocità relative ad entrambi i profili e al profilo migliore, ovvero quello per cui il residuo espresso in unità di continuo risulta minore. Osservando quest'ultimo, che dunque rappresenta la reale distribuzione di velocità per i due campioni, si può notare come vi siano alcune NLS1, sia nel campione S (IRAS 13349+2438 con $v_{lor} = 2403$ km s⁻¹ e UGC 11763 con $v_{lor} = 2364$ km s⁻¹) che in quello C (PHL 1092 con $v_{lor} = 2118$ km s⁻¹ e PG 1211+143 con $v_{gau} = 2344$ km s⁻¹), che presentano una FWHM superiore ai 2000 km s⁻¹. Potrebbe sembrare che questo risultato violi uno dei criteri di definizione delle NLS1 ma in realtà alcuni studi recenti supportano l'ipotesi che un reale limite in velocità per distinguere le NLS1 dalle BLS1 non sia nettamente definito. Ci sarebbe quindi una continuità tra le due classi nella distribuzione di velocità e considerando le NLS1 come appartenenti alla Popolazione A della Sequenza Principale dei Quasar si potrebbe ridefinire un limite per la FWHM a 4000 km s⁻¹ (Marziani et al., 2018). La differenza preponderante tra le due tipologie di Sy1 risiederebbe quindi non nella larghezza dei profili di riga ma nella loro forma (Cracco et al., 2016).

4.2 [O III] $\lambda 5007$

Il processo di decomposizione del profilo attraverso le 2 o le 3 gaussiane è stato realizzato fissando la FWHM della componente narrow a quella dell'[O III] $\lambda 5007$. Essendo proibita e quindi proveniente dalla NLR, dall'analisi della riga dell'[O III] è possibile dedurre molte informazioni riguardo i moti turbolenti del gas lontano dal nucleo, dove i moti sono dominati dal potenziale gravitazionale del bulge galattico. Avendo un alto tasso di accrescimento, le NLS1 sono caratterizzate dalla presenza di forti venti e di una grande pressione di radiazione che genera gli outflows (Greene & Ho, 2005; Komossa et al., 2008). Questi, rappresentando la fuoriuscita di gas dalla regione centrale generano interazioni tra questo e il mezzo interstellare della NLR portando quindi al trasferimento di energia cinetica e rendendo la regione ancora più turbolenta. Nel caso di NLS1 radio-loud, la presenza del jet provoca ulteriori interazioni complicando il moto del gas che viene espulso dalla regione interna (Berton et al., 2016a). Questo meccanismo produce asimmetrie nel profilo della riga dell'[O III] che presenta un allargamento, la cosiddetta ala, nella parte blu (blue wing) e risulta traslata verso lunghezze d'onda minori (blueshift). In questo senso gli oggetti all'estremo della coda della distribuzione del blueshift vengono denominati come "blue outliers" e vengono identificati per una velocità radiale superiore ai 150 km s^{-1} (Zamanov et al., 2002; Komossa et al., 2008; Berton et al., 2016a). Alcuni esempi di blue outliers sono riportati in Figura 4.4. Il blueshift risulta essere più evidente per oggetti face-on o comunque osservati ad angoli d'inclinazione più bassi, potrebbe quindi essere considerato un discriminante tra i due campioni C ed S, testando l'ipotesi della complessità come indicatore di inclinazione. Tra i 22 spettri delle NLS1 selezionate per questa tesi è stato individuato il blue-shift dell'[O III] in un oggetto appartenente al campione C, IRAS 13224-3809 che presentava il picco a $\lambda=5004.5 \text{ \AA}$ corrispondente ad una velocità $v=150 \text{ km s}^{-1}$, e in due appartenenti al campione S, Mrk 493 con picco a $\lambda=5003.6 \text{ \AA}$ corrispondente ad una $v=204 \text{ km s}^{-1}$ e Mrk 1044 con picco a $\lambda=5003.9 \text{ \AA}$ corrispondente ad una $v=186 \text{ km s}^{-1}$). È stato possibile individuare il blueshift di questa riga dal momento in cui gli spettri erano stati già corretti per redshift e in ogni caso questo spostamento verso il blu non presentava correlazione con lo spostamento del picco di $H\beta$. Apparentemente sembrerebbe dunque che nel campione C e nel campione S vi sia

la stessa percentuale di blue outliers (rispettivamente 14 % e 13 %). In realtà la precisione con cui sono state prese queste misure e il fatto che il campione totale sia costituito da un numero non basso di oggetti, non permettono di trarre nessuna conclusione sulla distribuzione degli outliers nei campioni C ed S.

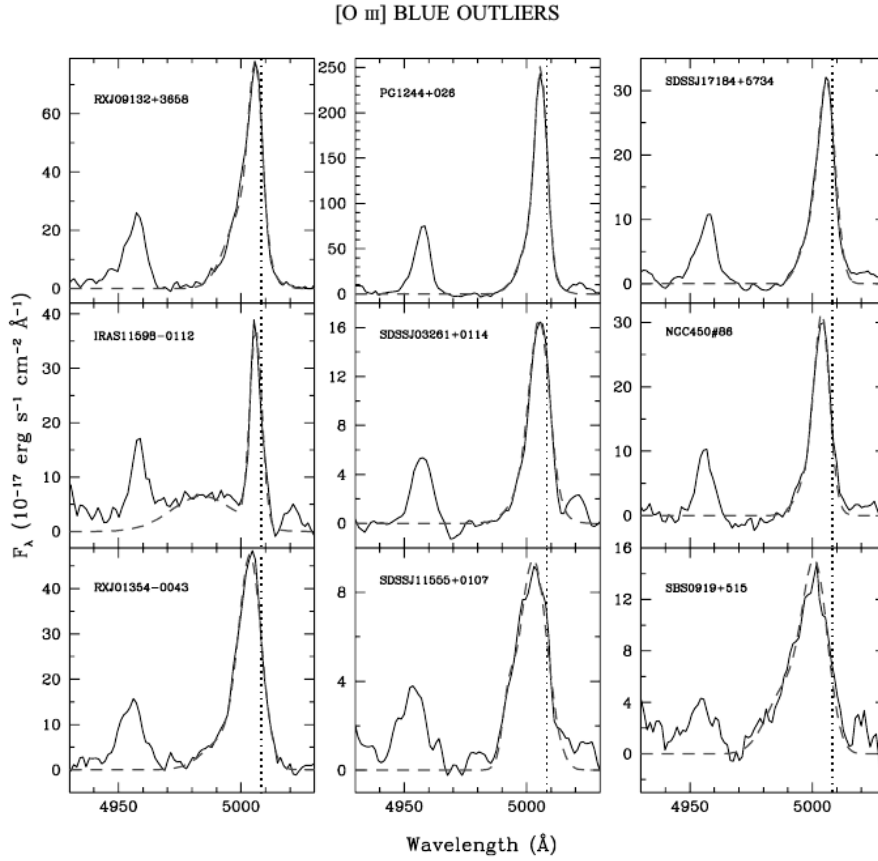


Figura 4.4: Righe di emissione dell'[O III] λ 4959,5007 di 9 blue outliers. Il picco atteso è contrassegnato dalla linea tratteggiata (Komossa et al., 2008).

4.3 σ_{broad} e test K-S

La scelta di decomporre il profilo in 2 o 3 gaussiane è dipesa dal fatto che il primo fit viene utilizzato per descrivere profili gaussiani mentre il secondo per quelli lorentziani. La doppia gaussiana presenta una componente proveniente dalla BLR ed una dalla NLS1 mentre il fit con tre gaussiane comprende due componenti relative alla BLR e una relativa alla NLR. Essendo il campione delle 22 NLS1 composto al 91% da spettri con profili lorentziani, il fit che meglio li ha

riprodotti è stato quello relativo alle 3 gaussiane.

La decomposizione è servita per il calcolo della σ relativa ai due fit: in Figura 4.5, 4.6 le distribuzioni relative ai due campioni.

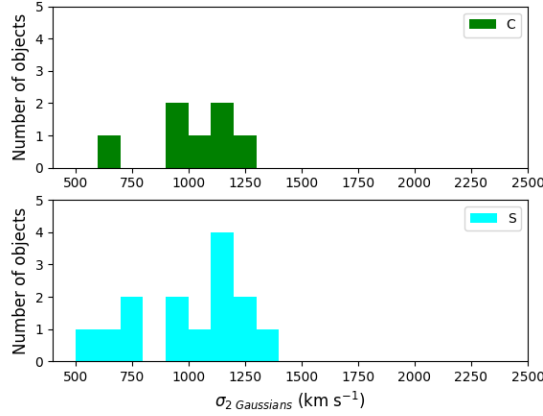


Figura 4.5: Distribuzione della σ_{broad} relative al fit con 2 gaussiane. Nel riquadro in alto il campione C, in quello in basso il campione S.

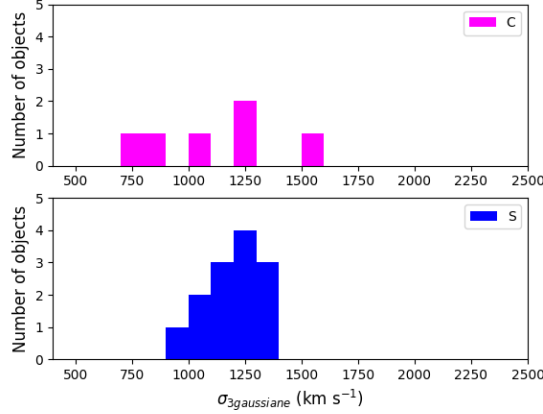


Figura 4.6: Distribuzione della σ_{broad} relative al fit con 3 gaussiane. Nel riquadro in alto il campione C, in quello in basso il campione S.

Infine è stato effettuato il test K-S sia sulla distribuzione di FWHM ottenendo un p-value pari a 0.86. Questo risultato suggerisce che i due campioni C ed S sono originati dalla stessa popolazione di sorgenti. Ciò significa che nonostante i due campioni si differenzino per l'inclinazione con cui vengono osservate le NLS1 che vi appartengono, la FWHM non viene influenzata da questo parametro osservativo. A riprova di questa tesi è stato applicato il test statistico anche alla

distribuzione di σ_{broad} ottenendo rispettivamente un p-value pari a 0.60 per il fit relativo alle 2 gaussiane e pari a 0.66 per il fit relativo alle 3 gaussiane. Ciò ha confermato il primo test effettuato, poichè la σ_{broad} è notoriamente indipendente dall'inclinazione. L'unico scenario fisico possibile in cui la FWHM possa essere indipendente dall'inclinazione è quello in cui il gas della BLR non sia dominato dalla rotazione, ma dalla dispersione di velocità. Per questa motivazione la geometria della BLR sarebbe quindi sferica.

4.4 Conclusioni

Questa tesi è stata incentrata sull'analisi della FWHM($H\beta$) di 22 NLS1 appartenenti a due campioni, C ed S, definiti in base alle caratteristiche della regione X dei loro spettri. Considerando valida l'ipotesi della complessità in X, curvatura graduale nella regione tra 2 keV e 10 keV, come indicatore d'inclinazione, è stata testato se la FWHM($H\beta$) potesse dipendere dall'angolo di osservazione. Per questo motivo è stato applicato il test K-S alle distribuzioni di FWHM e di σ_{broad} relative ai due campioni per verificare se questi fossero o meno originati dallo stesso campione di sorgenti. I risultati di questo lavoro non evidenziano alcuna differenza per i due campioni: la FWHM($H\beta$) non è influenzata dall'inclinazione. Si può dunque dedurre che la BLR abbia forma sferoidale: la simmetria sferica permette di giustificare una distribuzione di velocità omogenea indipendente dall'angolo di osservazione. Questa deduzione sarebbe così in disaccordo con l'interpretazione geometrica che prevede una BLR appiattita e quindi in accordo con lo scenario evolutivo previsto da Mathur (2000). Le conclusioni appena descritte risultano valide sempre considerando valida la tesi di Jin et al. (2017). Ulteriori studi sono necessari per approfondire questo tema: la dimensione dei campioni dovrà essere ingrandita per aver un miglior riscontro statistico e dovrà essere approfondito lo studio del blueshift della riga dell'[O III]. Dovranno essere considerati altri potenziali indicatori d'inclinazione, come i coni di ionizzazione (e.g. Congiu et al., 2017; Fischer et al., 2013), ed altri parametri fisici come il rapporto di Eddington e l'ambiente dell'AGN su larga scala. Sarebbe inoltre proficuo studiare anche campioni di Sy1 aventi FWHM($H\beta$) $> 2000 \text{ km s}^{-1}$ e con complessità in X.

Bibliografia

- Abolfathi, B., Aguado, D. S., Aguilar, G., et al. 2018, *ApJS*, 235, 42
- Antonucci, R. 1993, *ARA&A*, 31, 473
- Antonucci, R. R. J., & Miller, J. S. 1985, *ApJ*, 297, 621
- Baade, W., & Minkowski, R. 1982, 1954, Identification of the Radio Sources in Cassiopeia, Cygnus A and Puppis A, ed. W. T. Sullivan, III, 251
- Baum, W. A., & Minkowski, R. 1960, *AJ*, 65, 483
- Beckmann, V., & Shrader, C. R. 2012, *Active Galactic Nuclei*
- Berton, M., Foschini, L., Ciroi, S., et al. 2016a, *A&A*, 591, A88
- Berton, M., Caccianiga, A., Foschini, L., et al. 2016b, *A&A*, 591, A98
- Berton, M., Congiu, E., Järvelä, E., et al. 2018, *ArXiv e-prints*, arXiv:1801.03519
- Best, P. N., & Heckman, T. M. 2012, *MNRAS*, 421, 1569
- Boller, T. 2000, in *New Vistas in Astrophysics*, ed. M. M. Shapiro, R. Silberberg, T. S. Stanev, & J. P. Wefel, 143–171
- Boroson, T. A., & Green, R. F. 1992, *ApJS*, 80, 109
- Congiu, E., Contini, M., Ciroi, S., et al. 2017, *ArXiv e-prints*, arXiv:1710.01173
- Cracco, V., Ciroi, S., Berton, M., et al. 2016, *MNRAS*, 462, 1256
- Decarli, R., Dotti, M., Fontana, M., & Haardt, F. 2008, *MNRAS*, 386, L15
- Fanaroff, B. L., & Riley, J. M. 1974, *MNRAS*, 167, 31P
- Fath, E. A. 1909, *Lick Observatory Bulletin*, 5, 71

- Fischer, T. C., Crenshaw, D. M., Kraemer, S. B., & Schmitt, H. R. 2013, *ApJS*, 209, 1
- Foschini, L., Berton, M., Caccianiga, A., et al. 2015, *A&A*, 575, A13
- Gallo, L. C. 2006, *MNRAS*, 368, 479
- Giommi, P., Padovani, P., Polenta, G., et al. 2012, *MNRAS*, 420, 2899
- Goodrich, R. W. 1989, *ApJ*, 342, 224
- Greene, J. E., & Ho, L. C. 2005, *ApJ*, 627, 721
- Greenstein, J. L., & Schmidt, M. 1964, *ApJ*, 140, 1
- Heckman, T. M., & Best, P. N. 2014, *ARA&A*, 52, 589
- Heinz, S., & Sunyaev, R. A. 2003, *MNRAS*, 343, L59
- Hubble, E. P. 1926, *ApJ*, 64, doi:10.1086/143018
- Jansky, K. G. 1933, *Nature*, 132, 66
- Jin, C., Done, C., Ward, M., & Gardner, E. 2017, *MNRAS*, 471, 706
- Jones, D. H., Read, M. A., Saunders, W., et al. 2009, *MNRAS*, 399, 683
- Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, *A&A*, 440, 775
- Kaspi, S., Maoz, D., Netzer, H., et al. 2005, *ApJ*, 629, 61
- Khachikian, E. Y., & Weedman, D. W. 1974, *ApJ*, 192, 581
- Kollatschny, W., & Zetzl, M. 2011, *Nature*, 470, 366
- Komossa, S., Voges, W., Xu, D., et al. 2006, *AJ*, 132, 531
- Komossa, S., & Xu, D. 2007, *ApJ*, 667, L33
- Komossa, S., Xu, D., Zhou, H., Storchi-Bergmann, T., & Binette, L. 2008, *ApJ*, 680, 926
- Kormendy, J., & Ho, L. C. 2013, *ARA&A*, 51, 511
- Kovačević, J., Popović, L. Č., & Dimitrijević, M. S. 2010, *ApJS*, 189, 15

- La Mura, G., Berton, M., Chen, S., et al. 2017, *Atoms*, 5, 43
- Lynden-Bell, D. 1969, *Nature*, 223, 690
- Marziani, P., del Olmo, A., D’ Onofrio, M., et al. 2018, ArXiv e-prints, arXiv:1807.03003
- Mathur, S. 2000, *MNRAS*, 314, L17
- Mathur, S., & Grupe, D. 2004, in *IAU Symposium*, Vol. 222, *The Interplay Among Black Holes, Stars and ISM in Galactic Nuclei*, ed. T. Storchi-Bergmann, L. C. Ho, & H. R. Schmitt, 501–504
- Mathur, S., Kuraszekiewicz, J., & Czerny, B. 2001, *New A*, 6, 321
- Osterbrock, D. E., & Pogge, R. W. 1985, *ApJ*, 297, 166
- Padovani, P. 2017, *Nature Astronomy*, 1, 0194
- Papadakis, I. E. 2004, *MNRAS*, 348, 207
- Peterson, B. M. 1997, *An Introduction to Active Galactic Nuclei*
- Peterson, B. M. 2011, in *Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and their Place in the Universe*, 32
- Peterson, B. M., McHardy, I. M., Wilkes, B. J., et al. 2000, *ApJ*, 542, 161
- Peterson, B. M., Ferrarese, L., Gilbert, K. M., et al. 2004, *ApJ*, 613, 682
- Pogge, R. W. 2011, in *Narrow-Line Seyfert 1 Galaxies and their Place in the Universe*, 2
- Richstone, D. O., & Schmidt, M. 1980, *ApJ*, 235, 361
- Salpeter, E. E. 1964, *ApJ*, 140, 796
- Sandage, A. 1964, *ApJ*, 139, 416
- Sandage, A., Véron, P., & Wyndham, J. D. 1965, *ApJ*, 142, 1307
- Sani, E., Lutz, D., Risaliti, G., et al. 2010, *MNRAS*, 403, 1246
- Schmidt, M., & Green, R. F. 1983, *ApJ*, 269, 352

Seyfert, C. K. 1943, *ApJ*, 97, 28

Shapovalova, A. I., Popović, L. Č., Burenkov, A. N., et al. 2012, *ApJS*, 202, 10

Slipher, V. M. 1917, *Lowell Observatory Bulletin*, 3, 59

Urry, C. M., & Padovani, P. 1995, *PASP*, 107, 803

Vagnetti, F., Giallongo, E., & Cavaliere, A. 1991, *ApJ*, 368, 366

Woltjer, L. 1959, *ApJ*, 130, 38

Zamanov, R., Marziani, P., Sulentic, J. W., et al. 2002, *ApJ*, 576, L9

Zel'dovich, Y. B., & Novikov, I. D. 1964, *Soviet Physics Doklady*, 9, 246